Polarisationstransfer der $D(\vec{d},\vec{n})^3He$-Reaktion bei $\overline{E_d} = 460$ keV

INAUGURAL–DISSERTATION
zur
Erlangung der Würde eines Doktors der Philosophie
vorgelegt der
Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Basel

von
ALBIN JANETT
aus Basel und Salouf (Graubünden)

1971

Polarisationstransfer der $D(\vec{d},\vec{n})^3He$-Reaktion bei $\overline{E_d} = 460$ keV

INAUGURAL–DISSERTATION
zur
Erlangung der Würde eines Doktors der Philosophie
vorgelegt der
Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Basel

von
ALBIN JANETT
aus Basel und Salouf (Graubünden)

Genehmigt von der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät auf Antrag der Herren

Prof. Dr. H.R. Striebel und PD Dr. F. Seiler.

Basel, den 14. Dezember 1971

Prof. Dr. H.P. Laubscher

Dekan

UNIV. LEIDEN BIBL.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546026_0070

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Abstract	3
1. Einleitung	5
1.1. Allgemeine Betrachtungen	5
1.2. Inhalt der vorliegenden Arbeit	6
2. Formalismus zur Beschreibung von Polarisations-transfer-Experimenten	8
2.1. Polarisation und Koordinatensysteme	8
2.2. Polarisationstransfer	10
2.3. Messung der Neutronenpolarisation	13
3. Experimentelle Anordnung	16
3.1. D_2-Gastarget	16
3.2. Zähleranordnung	16
3.3. Elektronik	18
4. Messverfahren und Auswertung	23
4.1. Strahlpolarisation	23
4.2. Polarisationstransfer	25
4.3. Analysator für Neutronenpolarisation	30
5. Ergebnisse und Diskussion	33
5.1. Messungen mit unpolarisierten Deuteronen	33
5.2. Sphärische Parameter für Polarisations-transfer	34
Literaturverzeichnis	41
Verdankungen	46
Curriculum vitae	47

A b s t r a c t

Polarization transfer effects have been studied for the reaction $D(\vec{d},\vec{n})^3He$ at neutron emission angles of 90^o and 110^o in the c.m.s. and at a mean deuteron laboratory energy of 460 keV. We have determined the components of the transverse neutron polarization, using vector- and tensor-polarized incident deuterons.

The transfer parameters are found to be small, in marked contrast to similar results obtained at higher energies and 0^o neutron emission angle. The maximum polarization transfer for vector-polarization amounts to approximately -20 %, whereas the results obtained with tensor-polarized deuterons are compatible with zero.

1. Einleitung

1.1. Allgemeine Betrachtungen

Die Reaktion $D(d,n)^3He$ lässt sich ebenso wie ihre Spiegelbildreaktion D(d,p)T als überwiegend direkte Wechselwirkung charakterisieren. Beide sind besonders für kleine Deuteronenenergien ($E_d < 500$ keV) seit mehr als 30 Jahren Gegenstand zahlreicher theoretischer [1-10] und experimenteller [11-36] [1]) Studien gewesen.

Mitte der 50er Jahre begann man, ausser der Winkelverteilung auch die Polarisation der emittierten Neutronen zu messen. Durch die rasche Entwicklung der Quellen für polarisierte Ionen begünstigt, wurden gegen Ende der 60er Jahre vermehrt Messungen der Winkelverteilung mit polarisierten Deuteronen durchgeführt. Aus dem Vergleich dieser Winkelverteilungen mit denjenigen für unpolarisierte Deuteronen kann das Analysatorvermögen der Reaktion bestimmt werden. Diese Möglichkeiten, Information über den Reaktionsmechanismus zu erhalten, werden durch Spin-Korrelationsmessungen vervollständigt. Das sind Experimente, in denen die Polarisation von zwei oder mehr an der Reaktion beteiligten Teilchen gemessen wird. Untersucht man im speziellen, wie die Polarisation der emittierten Neutronen von der Deuteronenpolarisation im Eingangskanal abhängt, so spricht man von Polarisationstransfer-Experimenten. Weil die dabei auftretenden Messgrössen teilweise von neuen Kombinationen der Uebergangsamplituden abhängen, lässt sich mit diesen Zusatz-

---

[1]) Ref. [11] enthält eine Zusammenfassung von Messungen bis November 1967.
Ref. [12] ist ein Uebersichtsartikel über das Drei- und Vier-Nukleonensystem.

messungen die Analyse im allgemeinen beträchtlich weitertreiben. Es hängt dann von der Anzahl beteiligter Reaktionskanäle, der Spin-Struktur der Reaktion und der Verteilung der Energieniveaus in allfälligen Compoundkanälen ab, ob sämtliche Amplituden eindeutig bestimmt werden können [37,38].

Ein Polarisationstransfer wurde erstmals an der $T(\vec{d},\vec{n})^4He$-Reaktion gemessen [39]. Ueber die Polarisationstransfer-Reaktion $D(\vec{d},\vec{n})^3He$ sind ausser in einem Tagungsbericht mit unsern ersten Messdaten [34] erst zwei Experimente publiziert worden [35,36]. Beide wurden nur mit transversal polarisierten Deuteronen (Spin senkrecht zur Flugrichtung) und bei einem Emissionswinkel von 0^o durchgeführt. Die Ergebnisse lassen sich nicht direkt mit den unsrigen vergleichen, da sie für Deuteronenenergien zwischen 4 und 15 MeV ermittelt wurden. In diesem Energiebereich wird die $D(d,n)^3He$-Reaktion durch einen reinen (ℓ=0)-Stripping-Prozess (Bahndrehimpulsübertragung = 0) beschrieben [40].

1.2. Inhalt der vorliegenden Arbeit

In der vorliegenden Arbeit wird untersucht, wie bei tiefen Deuteronenenergien die Polarisation der emittierten Neutronen vom Polarisationszustand des Deuteronenstrahls abhängt. Als mittlere Reaktionsenergie wählten wir $\overline{E_d}$ = 460 keV, weil hierfür alle Komponenten des Analysatorvermögens bereits bekannt sind [26]. Aus Intensitätsgründen verwendeten wir Kohlenstoff ^{12}C als Analysator für die Neutronenpolarisation. Wegen der starken Abhängigkeit des Analysatorvermögens von der Neutronenenergie mussten wir uns auf (D,d)-Reaktionswinkel in einem kleinen Bereich um 90^o beschränken. Die transversalen Komponenten der Neutronenpolarisa-

tion bestimmten wir für transversal und longitudinal polarisierten, sowie zu Kontrollzwecken für unpolarisierten Deuteronenstrahl.

Das Messverfahren beruht auf der erstmals von Steuer und Wenzel [41,42] beschriebenen Möglichkeit, den im Plastik-Szintillator NE 102A enthaltenen Kohlenstoff als Analysator zu verwenden. Damit können die gestreuten Neutronen in Koinzidenz mit den ^{12}C-Rückstössen registriert werden. Zur Berechnung des Analysatorvermögens von Kohlenstoff benutzten wir die Streuphasen von Wills u.a. [43]. Die gute Uebereinstimmung unserer Polarisationswerte für unpolarisierte Deuteronen mit Resultaten anderer Autoren rechtfertigt diese Phasenwahl.

Es war nicht möglich, unsere Messwerte durch die Uebergangsamplituden darzustellen. Einerseits sind die Messgrössen als Differenzen von Polarisationseffekten mit zu grossen Unsicherheiten behaftet, und anderseits kennen wir den Polarisationstransfer auf die longitudinale Polarisationskomponente der emittierten Neutronen nicht.

Eine weitere Messung bei $\overline{E_d}$ = 840 keV lässt auf starke Energieabhängigkeit des Polarisationstransfers schliessen.

2. Formalismus zur Beschreibung von Polarisationstransfer - Experimenten

2.1. Polarisation und Koordinatensysteme

Im folgenden wollen wir uns, wo immer möglich, an die als Madison-Konvention [13] bezeichneten Empfehlungen halten.

Der Polarisationszustand eines Teilchenstrahles kann durch die Erwartungswerte (Tensormomente) t_{kq} eines Satzes irreduzibler sphärischer Tensoroperatoren T_{kq} beschrieben werden [44,45]. Für den Rang k gilt die Ungleichung $0 \leqslant k \leqslant 2I$, wenn I die Spinquantenzahl der Teilchen bezeichnet, während für die Ordnung q die Bedingung $-k \leqslant q \leqslant k$ gilt.

Wir definieren zunächst ein Koordinatensystem (x^*,y^*,z^*), dessen z*-Achse mit der Quantisierungsrichtung (Einheitsvektor $\vec{S}$) des polarisierten Strahls zusammenfällt. In diesem System ist dann der aus apparativen Gründen zur z*-Achse rotationssymmetrische Polarisationszustand unseres Deuteronenstrahls vollständig durch die beiden sphärischen Tensormomente

$$t_{10}^* = \sqrt{\frac{3}{2}}\,(N_+ - N_-) \quad \text{und} \quad t_{20}^* = \frac{1}{\sqrt{2}}\,(1 - 3N_o) \qquad (1)$$

charakterisiert [46]. N_+ , N_o und N_- sind die auf $N_+ + N_o + N_- = 1$ normierten Besetzungszahlen der Spinzustände mit den magnetischen Quantenzahlen $m_I = +1$, 0 und -1.

Zur Beschreibung von Polarisationstransfer-Experimenten ist es empfehlenswert, zwei weitere Koordinatensysteme zu verwenden: ein System (x,y,z) zur Beschreibung der Polarisation im Eingangskanal mit der z-Achse in Richtung des Wellenvektors $\vec{k}_{ein}$ des einfallenden Teilchens und ein Sy-

stem (x',y',z') für den Ausgangskanal mit der z'-Achse parallel zum Wellenvektor $\vec{k}_{aus}$ des emittierten Teilchens im Laborsystem. Die y- und die y'-Achse sind parallel zur Normale $\vec{n}_1$ auf der Reaktionsebene:

$$\vec{n}_1 = \frac{\vec{k}_{ein} \times \vec{k}_{aus}}{\left| \vec{k}_{ein} \times \vec{k}_{aus} \right|} .$$

Die Richtung von $\vec{n}_1$ entspricht der Basler Konvention [47]. Wird die Drehung, die das (x*,y*,z*)-System in das (x,y,z)-System überführt, durch die Eulerschen Winkel Φ, Θ und Ψ beschrieben, dann lauten die Transformationsgleichungen für die sphärischen Tensormomente [45]

$$t_{kq} = t^*_{k0} \cdot D^k_{0q}(\Phi, \Theta, \Psi) \quad . \qquad (2)$$

Wir bezeichnen den Polar- bzw. Azimutwinkel der Quantisierungsachse, wie in Figur 1 eingezeichnet, mit α bzw. φ_1 und wählen die y*-Achse parallel zu $\vec{k}_{ein} \times \vec{S}$. Damit erhalten die Eulerschen Winkel die Werte: $\Phi = 0^o$, $\Theta = -\alpha$ und $\Psi = -(90^o + \varphi_1)$. In Gl.(2) eingesetzt, resultieren für die Tensormomente die folgenden Ausdrücke:

$$\begin{aligned}
t_{10} &= t^*_{10} \cdot \cos\alpha \\
t_{11} &= -i \cdot t^*_{10} \cdot \frac{\sin\alpha}{\sqrt{2}} e^{i\varphi_1} \\
t_{20} &= t^*_{20} \cdot \tfrac{1}{2}(3\cos^2\alpha - 1) \qquad (3) \\
t_{21} &= -i\, t^*_{20} \cdot \sqrt{\tfrac{3}{2}} \sin\alpha \cdot \cos\alpha \cdot e^{i\varphi_1} \\
t_{22} &= -t^*_{20} \cdot \sqrt{\tfrac{3}{8}} \sin^2\alpha \cdot e^{2i\varphi_1} \quad .
\end{aligned}$$

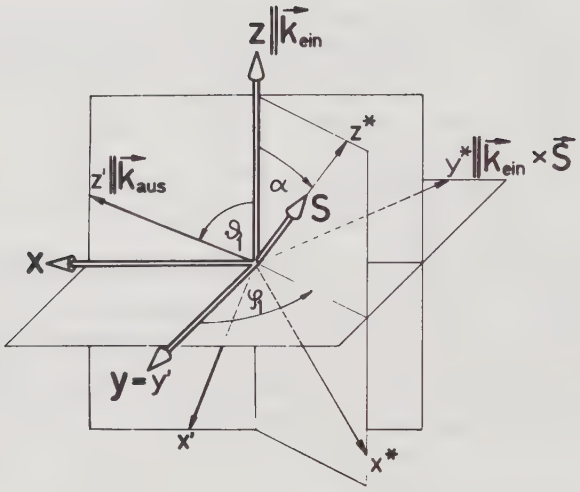

Fig. 1
Die drei Koordinatensysteme am Targetort:
(x*,y*,z*) mit z*-Achse parallel zum Einheitsvektor $\vec{S}$ in Richtung der Quantisierungsachse,
(x,y,z) Bezugssystem für den Polar- und den Azimutwinkel der Quantisierungsachse,
(x',y',z') Bezugssystem für die Polarisation der emittierten Partikel mit z'-Achse parallel zu $\vec{k}_{aus}$ im Laborsystem.

2.2. Polarisationstransfer

Für Reaktionen mit je zwei Teilchen im Eingangs- und Ausgangskanal können die auf $t'_{00} = 1$ normierten Tensormomente t'_{mn}, die den Polarisationszustand im Ausgangskanal beschreiben, folgendermassen durch die Strahlpolarisation t_{kq}

ausgedrückt werden [44]:

$$t'_{mn} = \frac{\sigma_o(\vartheta_1)}{\sigma_p(\vartheta_1,\varphi_1)} \sum_{k,q} t_{kq} \cdot T^{mn*}_{kq}(\vartheta_1) \quad . \qquad (4)$$

Die Observablen $T^{mn*}_{kq}(\vartheta_1)$ [2]) beschreiben alle Polarisationsphänomene, die bei der Reaktion auftreten. Sie sind reell, wenn die Rangsumme k + m gerade ist, andernfalls imaginär [48]. Die T^{mn*}_{kq} sind eine Verallgemeinerung der Polarisationsempfindlichkeiten T^{*}_{kq}, die im Ausdruck des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\sigma_p(\vartheta_1,\varphi_1)$ für polarisiert einfallende Teilchen auftreten:

$$\sigma_p(\vartheta_1,\varphi_1) = \sigma_o(\vartheta_1) \sum_{k,q} t_{kq} \cdot T^{*}_{kq}(\vartheta_1) \quad .$$

$\sigma_o(\vartheta_1)$ steht für den differentiellen Reaktionsquerschnitt für unpolarisierte Teilchen. Mit ϑ_1 bezeichnen wir den Reaktionswinkel im Schwerpunktsystem.

Wir wollen im weitern die im Laborsystem definierten Grössen T^{mn}_{kq} "sphärische Parameter für Polarisationstransfer" nennen.

Mit Hilfe der Konjugationsrelation [49]

$$t_{k\,-q} = (-1)^q \cdot t^{*}_{kq}$$

können wir Gl.(4) für unser Experiment, d.h. mit m = n = 1

---

[2]) Zur Klarheit seien die Observablen T^{mn*}_{kq} durch die Reaktionsmatrix M ausgedrückt:

$$T^{mn*}_{kq} = \frac{\text{Spur}(M\,\tau^{\dagger}_{kq}\,M^{\dagger}\,\tau_{mn})}{\text{Spur}(MM^{\dagger})} \quad .$$

und $k \leqslant 2$, getrennt für Real- und Imaginärteil schreiben:

$$\mathrm{Re}(t'_{11}) = \frac{\sigma_o(\vartheta_1)}{\sigma_p(\vartheta_1,\varphi_1)} \Big[T^{11}_{10}\, t_{10} + (T^{11}_{11} - T^{11}_{1-1})\, \mathrm{Re}(t_{11}) + \\ + i(T^{11}_{21} + T^{11}_{2-1})\, \mathrm{Re}(it_{21}) + i(T^{11}_{22} - T^{11}_{2-2})\, \mathrm{Re}(it_{22}) \Big] \tag{5a}$$

$$\mathrm{Im}(t'_{11}) = \frac{\sigma_o(\vartheta_1)}{\sigma_p(\vartheta_1,\varphi_1)} \Big[iT^{11}_{00} + (T^{11}_{11} + T^{11}_{1-1})\, \mathrm{Im}(t_{11}) + iT^{11}_{20}\, t_{20} + \\ + i(T^{11}_{21} - T^{11}_{2-1})\, \mathrm{Im}(it_{21}) + i(T^{11}_{22} + T^{11}_{2-2})\, \mathrm{Im}(it_{22}) \Big] . \tag{5b}$$

Wenn zusätzlich noch die longitudinale Polarisationskomponente t'_{10} bekannt ist, lassen sich die sphärischen Tensormomente für das Schwerpunktsystem (c.m.) berechnen [50]:

$$\left[t'_{1q}\right]_{c.m.} = \sum_n t'_{1n} \cdot D^1_{nq}(0,\ \vartheta_1 - \vartheta_1^{lab.},0) \ . \tag{6}$$

Die analogen Transformationsgleichungen für die sphärischen Transferparameter erhält man durch Einsetzen der Gl.(4) mit m = 1 in die Linearkombinationen (6) und Auflösen nach

$$\left[T^{1n}_{kq}\right]_{c.m.} = \sum_j T^{1j}_{kq} \cdot D^1_{jn}(0,\ \vartheta_1 - \vartheta_1^{lab.},0) \ . \tag{7}$$

Diese auf das Schwerpunktsystem bezogenen Parameter für Polarisationstransfer können nun nach den reduzierten D-Funktionen [81] entwickelt werden:

$$\sigma_o(\vartheta_1) \left[T^{1n}_{kq}(\vartheta_1)\right]_{c.m.} = \left\{\begin{matrix}1\\i\end{matrix}\right\} \sum_L a^{1n}_{kq}(L) \cdot d^L_{qn}(\vartheta_1) \tag{8}$$

$$\text{für } k = \left\{\begin{matrix}\text{ungerade}\\\text{gerade}\end{matrix}\right\} \quad \text{mit} \quad L \geqslant \max(q,n) \ .$$

Die Koeffizienten $a_{kq}^{ln}(L)$ sind reell.

Wird die Reaktion durch die Uebergangsamplituden in der Kanalspin-Darstellung $M_\mu = \left\langle \ell'_\mu, s'_\mu, J^\pi_\mu \middle| M \middle| \ell_\mu, s_\mu, J^\pi_\mu \right\rangle$ [3] parametrisiert, so lassen sich diese Entwicklungskoeffizienten als Funktion der Uebergangsamplituden ausdrücken:

$$a_{kq}^{ln}(L) = \lambda\!\!\!^{-2} \sum_{\mu,\nu \geq \mu} \alpha_{kq}^{ln}(L;\mu,\nu) \cdot \left\{ \begin{matrix} \mathrm{Re} \\ \mathrm{Im} \end{matrix} (M_\mu M_\nu^*) \right\} . \qquad (9)$$

Dabei ist $\lambda\!\!\!^{-}$ die reduzierte Wellenlänge der einfallenden Teilchen im Schwerpunktsystem.

Die Koeffizienten $\alpha_{kq}^{ln}(L;\mu,\nu)$ ergeben sich aus der Drehimpulsalgebra [48]. Zu deren Berechnung stehen Computer-Programme zur Verfügung [38,80].

2.3. Messung der Neutronenpolarisation

Wir wollen uns in diesem Abschnitt an die für Spin-$\frac{1}{2}$-Teilchen üblichere, weil anschaulichere Schreibweise halten, die anstelle der sphärischen Tensormomente vom Rang 1 kartesische Polarisationsvektoren $\vec{p}$ verwendet [4].

Der differentielle elastische Streuquerschnitt für polarisierte Neutronen (Polarisationsgrad $\vec{p^n}$ im Laborsy-

---

[3]) ℓ bezeichnet den Bahndrehimpuls, s den Kanalspin und J^π den Gesamtdrehimpuls sowie die Parität. Die ungestrichenen Grössen beziehen sich auf den Eingangs-, die gestrichenen auf den Ausgangskanal.

[4]) Es gelten die Transformationsgleichungen:
$t_{10}(\frac{1}{2}) = p_z$ und $t_{1\pm1}(\frac{1}{2}) = \mp\frac{1}{\sqrt{2}} (p_x \pm i\, p_y)$, wobei p_j als statistischer Erwartungswert der Pauli-Spinmatrix σ_j definiert ist.

stem) ist azimutabhängig:

$$\sigma_p(\vartheta_2, \varphi_2, E_n) = \sigma_o(\vartheta_2, E_n)\left[1 + A(\vartheta_2, E_n)\cdot(\vec{p}^{\,n}\cdot\vec{n}_2)\right] .$$

Der Azimutwinkel φ_2 des Normalenvektors $\vec{n}_2$ ist aus Figur 2 ersichtlich. Das Analysatorvermögen $A(\vartheta_2, E_n)$ kann aus den Phasen der n-C-Streuung berechnet werden.

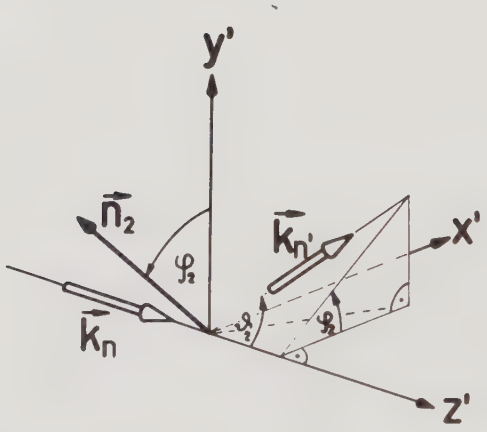

Fig. 2
Der Azimutwinkel φ_2 der Normale $\vec{n}_2$ auf der Streuebene wird von der y'-Achse aus in positivem Drehsinn gezählt. Die Richtung von $\vec{n}_2$ entspricht der Basler Konvention[47]. $\vec{k}_n$ bzw. $\vec{k}_{n'}$ bezeichnet den Wellenvektor des einfallenden resp. gestreuten Neutrons.

Mit dem Verhältnis

$$\frac{L}{R} = \frac{\sigma_p(\vartheta_2, \varphi_2, E_n)}{\sigma_p(\vartheta_2, \varphi_2+180^o, E_n)} \tag{10}$$

bildet man die relative Links-Rechts-Asymmetrie $\varepsilon(\vartheta_2, \varphi_2, E_n)$, die proportional zur transversalen Komponente $p^n_{\varphi_2}$ der Neutronenpolarisation ist:

$$\varepsilon(\vartheta_2, \varphi_2, E_n) = \frac{\frac{L}{R} - 1}{\frac{L}{R} + 1} = A(\vartheta_2, E_n) \cdot p^n_{\varphi_2} \tag{11}$$

$$p^n_{\varphi_2} = \left\{ \begin{array}{l} p^n_{x'} = -\sqrt{2}\ \mathrm{Re}(t'_{11}) \\ p^n_{y'} = -\sqrt{2}\ \mathrm{Im}(t'_{11}) \end{array} \right\} \quad \text{für} \quad \varphi_2 = \left\{ \begin{array}{l} -90^o \\ 0^o \end{array} \right. .$$

3. Experimentelle Anordnung

Das hier beschriebene Experiment wurde an einem 1-MV-Kaskadenbeschleuniger durchgeführt, in dessen Hochspannungselektrode sich eine Atomstrahlquelle für polarisierte Deuteronen befindet. Diese Quelle, die mit adiabatischen HF-Uebergängen arbeitet und ein Wienfilter zur Drehung der Quantisierungsachse besitzt, wurde in einer frühern Arbeit ausführlich beschrieben [51].

3.1. D_2-Gastarget

Die Reaktion $D(d,n)^3He$ lief in einem zylindrischen D_2-Gastarget von 1 cm Radius und 1,5 cm Länge ab. Die Deuteronen traten mit einer Energie von E_d = 685 keV durch eine Ni-Folie von 0,57 mg/cm^2 Dicke und 0,5 cm^2 Fläche in den Gasraum ein und verloren dabei 127 keV. Beim verwendeten D_2-Gasdruck von ca. 600 Torr betrug der Energieverlust der Deuteronen im Target etwa 205 keV. Eine mit dem Quotienten aus dem differentiellen Reaktionsquerschnitt $\sigma_o(E_d, \vartheta_1=100^o)$ [14] und dem Bremsquerschnitt für Deuteronen in D_2-Gas [52] gewogene Mittelung über die Deuteronenenergie ergab eine mittlere Reaktionsenergie von $\overline{E_d}$ = (460 ± 10) keV.

3.2. Zähleranordnung

Die Messapparatur bestand aus zwei Zählergruppen, die an zwei getrennten Strahlrohren montiert waren: die eine für die Messung der Neutronenpolarisation, die andere zur Bestimmung der Deuteronen-Strahlpolarisation.

Die beiden in Bezug auf das Target einander gegenüberliegend montierten Streuvorrichtungen zur Messung der

Neutronenpolarisation bestanden je aus drei zylindrischen Plastik-Szintillatoren (NE 102A) (vgl. Fig. 3). Ihre Lichtimpulse wurden von Photomultipliern (56 AVP) nachgewiesen. Der mittlere Plastik-Szintillator (Höhe und Durchmesser je 45 mm) diente als Streukörper, während die beiden äussern

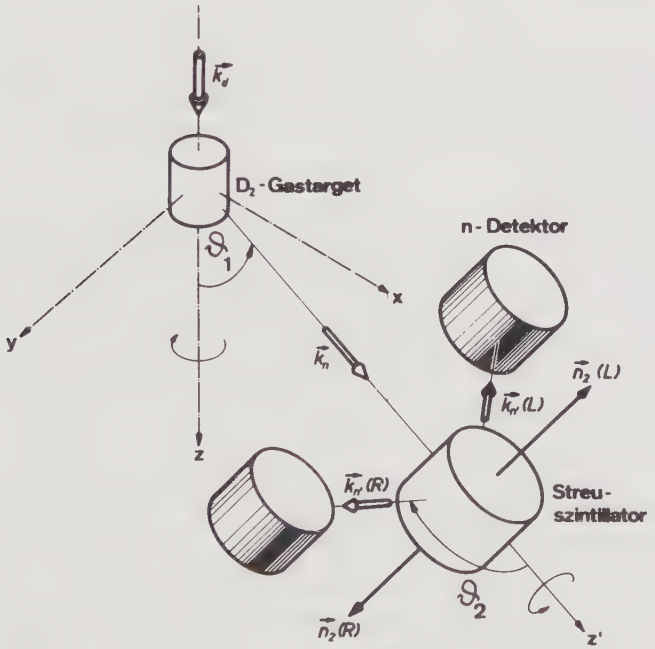

Fig. 3
Einer der beiden Neutronenpolarisations-Detektoren in der Stellung für eine Messung der x'-Komponente der Polarisation. Die Zylinderachsen der drei Plastik-Szintillatoren stehen senkrecht auf der Streuebene.

(Höhe und Durchmesser je 38 mm) die unter einem mittleren Winkel von $\vartheta_2 = 117^o$ (c.m.) gestreuten Neutronen registrierten. Der Nachweis bei Rückwärtsstreuwinkeln ist notwendig, um möglichst grosse und damit erst nachweisbare ^{12}C-Rückstossimpulse zu erhalten.

Figur 3 zeigt einen der beiden Polarisations-Detektoren. Der Streuplastik war in 20 cm Abstand vom Gastarget-Zentrum befestigt. Die gegenseitige Distanz von Streukörper und Neutronen-Detektor betrug 15 cm. Diese Abstände stellen einen Kompromiss zwischen grosser Koinzidenzrate und guter Winkelauflösung dar. Das ganze Photomultiplier-Tripel war so gelagert, dass es um die drei Koordinatenachsen y, z und z' drehbar war.

Die Polarisationstransfer-Messungen wurden für zwei Reaktionswinkel $\vartheta_1 = 90^o$ und 110^o im Schwerpunktsystem durchgeführt. Diese Winkel sind graphisch bestimmte Mittelwerte unter Berücksichtigung entsprechender Gewichtsfunktionen. Dabei betrug die Winkelverschmierung ca. 13^o (FWHM) bei einem Winkelstraggling in der Ni-Folie von $\sqrt{\overline{\vartheta^2}} \cong 5{,}5^o$.

Die Tensor-Polarisation des Deuteronenstrahls wurde mit der Reaktion $T(\vec{d},n)^4He$ gemessen und die Vektor-Polarisation mit der darauf sehr empfindlichen Reaktion $^7Li(\vec{d},n_o)^8Be$ [53]. Beide Reaktionen wurden mit einer schon früher beschriebenen Zähleranordnung ausgemessen [54].

3.3. Elektronik

Mit einem Plastik-Szintillator als Streukörper gewinnt man die Möglichkeit, die gestreuten Neutronen in Koinzidenz mit den Kohlenstoff-Rückstössen zu registrieren. Die Schwierig-

keit hierbei besteht darin, dass diese ^{12}C-Rückstösse eine wesentlich kleinere Lichtausbeute aufweisen als die fast zweimal häufiger auftretenden Protonen-Rückstösse. Die relevanten ^{12}C-Rückstossimpulse entsprechen lediglich etwa 5 bis 8 Photoelektronen [41,55]; die grössten p-Rückstossimpulse hingegen sind rund 90-mal grösser [56]. Typische Impulshöhe der Protonen-Rückstösse war 40 V an 75Ω bei einer angelegten Spannung von -2,3 kV an der Photokathode des Photomultipliers.

Die zeitliche Auflösung der schnellen Koinzidenzeinheit betrug ca. ± 3 ns. Ihre Schaltung beruht auf der von Whetestone und Kounosu [57] beschriebenen Anordnung mit Ge-Tunneldioden. Durch die Beschränkung auf Streuwinkel $\vartheta_2 > 90^o$ konnten Neutronen, die an einem Proton im Streuplastik gestreut worden waren, aus kinematischen Gründen keine wahren Koinzidenzen hervorrufen. Der Anteil der p-Rückstossimpulse an den zufälligen Koinzidenzen wurde auf ein Minimum reduziert, indem wir vor die Koinzidenzeinheit einen schnellen Einkanal-Diskriminator (EKD) schalteten. Dieser wurde nach dem Prinzip einer von Gorodetzky u.a. [58] publizierten Schaltung entwickelt und so eingestellt, dass das Zählratenverhältnis zwischen wahren und zufälligen Koinzidenzen maximal wurde. Die geringe Fensterbreite von ca. 100 mV erlaubte es, auf Korrekturen für Mehrfachstreuung zu verzichten. Da der EKD nur Impulshöhen von weniger als 5 V verarbeiten konnte, mussten wir einen schnellen Begrenzer davorschalten. In Figur 4 ist das Blockschema der Zählapparatur dargestellt.

Von entscheidender Bedeutung für eine gute Diskriminierung der unerwünschten Impulse durch den EKD ist die Impulsform; denn starkes Nachschwingen von hohen Impulsen könnte jeweils zu mehrfachen Impulsen am Ausgang führen.

Die Dynoden-Spannungen wurden deshalb mit besonderer Sorgfalt abgestimmt, und jede Dynoden-Kapazität einzeln geerdet [59]. Trotzdem konnten wir ein Nachschwingen der Impulse von einigen Prozent ihrer Höhe nicht vermeiden. Wir führten deshalb für Impulse, die den Diskriminatorpegel am Ausgang des mittleren Photomultipliers überstiegen, eine künstliche Totzeit ein.

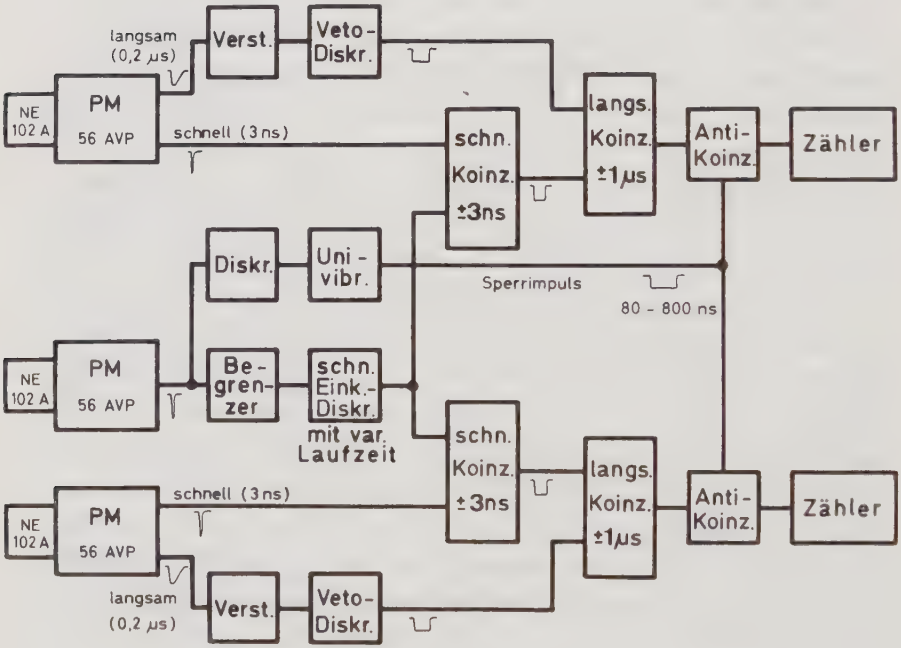

Fig. 4
Blockschema der elektronischen Anordnung.

Eine weitere Reduktion der zufälligen Koinzidenzen wurde durch eine langsame Koinzidenzstufe erreicht. Hierzu wur-

den die Impulse an der 10. Dynode der Neutronendetektoren

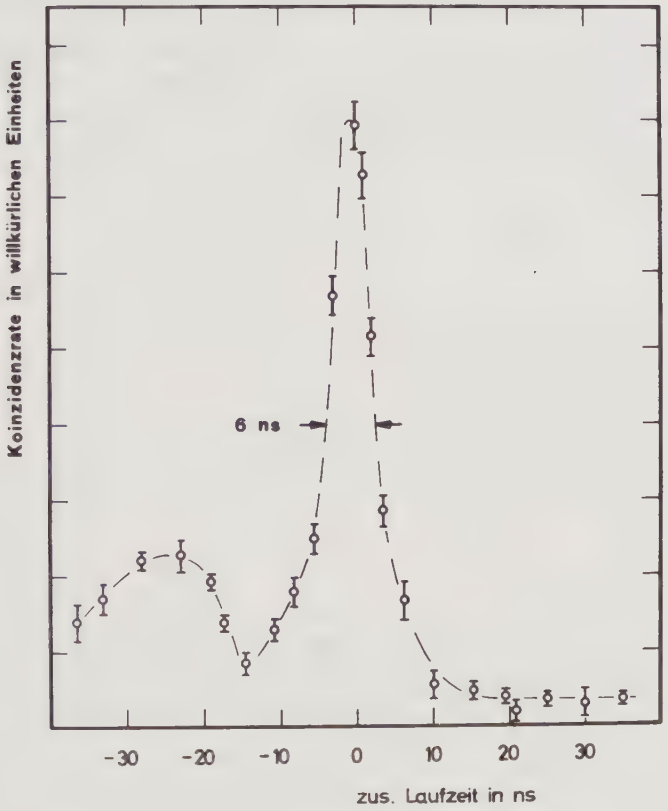

Fig. 5
Abhängigkeit der Koinzidenzrate von der zusätzlichen Laufzeit im schnellen Einkanal-Diskriminator. Die Flugzeit der Neutronen für die Strekke Streukörper - Neutronendetektor betrug (8 ± 2) ns. Die Zunahme der Koinzidenzrate unterhalb etwa -15 ns rührte von Neutronen her, die in einem der äussern Plastik-Szintillatoren gestreut und im mittleren nachgewiesen wurden.

abgegriffen und durch einen Veto-Diskriminator [5]) aussortiert. Die Rate der zufälligen Koinzidenzen konnte so bis auf ca. 5 % der wahren reduziert werden. Figur 5 zeigt die Abhängigkeit der Koinzidenzrate von der zusätzlichen Laufzeit im EKD. Um die zufälligen Koinzidenzen zu bestimmen, vergrösserten wir die Laufzeit durch Hinzufügen von 5 m Kabel um 25 ns.

---

[5]) Doppeldiskriminator mit variablem unterem und oberem Pegel.

4. Messverfahren und Auswertung

4.1. Strahlpolarisation

Die Tensorpolarisation t_{20}^* wurde bei einer mittleren Deuteronenenergie von $\overline{E_d}$ = 130 keV mit der $T(\vec{d},n)^4He$-Reaktion in einem T-Ti(1:1)-Target bestimmt. Die Auswertung geschah nach dem üblichen Verfahren [60], welches auf der Annahme reiner s-Wellen-Absorption und eines $(\frac{3^+}{2})$-Zwischenzustandes beruht. Die so ermittelten Polarisationswerte liegen deshalb wahrscheinlich um ca. 5 bis 10 % zu tief [61,38].

Es wurden Messungen sowohl mit transversaler ($\alpha = 90^o$) als auch longitudinaler ($\alpha = 0^o$) Quantisierungsachse durchgeführt. Für alle Messungen war daher nach den Beziehungen (3) $t_{21} = 0$. Die einzelnen Messwerte wiesen eine statistische Unsicherheit von etwa 4 % auf. Typischer Wert war $t_{20}^* = -0{,}41$, wobei sich die Polarisation als zeitlich sehr konstant erwies.

Die für das Experiment benötigten vektorpolarisierten Deuteronen wurden durch WF-Uebergänge [6]) erzeugt, so dass $t_{20}^* \cong 0$ war. Die Vektorpolarisation t_{10}^* berechneten wir aus dem Verhältnis der beiden Links-Rechts-Asymmetrien für WF- und SF-polarisierten Strahl bei der $^7Li(\vec{d},n_o)^8Be$-Reaktion zusammen mit der Beziehung

$$t_{10}^*(SF) = -\frac{1}{\sqrt{3}}\, t_{20}^*(SF) \quad . \tag{12}$$

Diese Gleichung gilt zwar nur, wenn der Atomstrahl in un-

---

[6]) Wir bezeichnen wie in [26] die σ-Uebergänge im starken Magnetfeld zwischen den Hyperfeinkomponenten 3 und 5 des Deuteriums mit SF und die Mehrquantenübergänge im schwachen Feld mit WF.

endlich starkem Magnetfeld ionisiert wird. Für eine Feldstärke von 900 G, wie sie im Ionisator herrschte, führt sie zu t^*_{10}-Werten, die um 0,7 % zu klein sind. Auf eine Korrektur wurde aber verzichtet.

Die $^7Li(d,n_o)^8Be$-Reaktion wurde, wie in [53] beschrieben, mit 800-keV-Deuteronen in sättigungsdickem Target durchgeführt. Für t^*_{10} ergaben sich typische Werte von -0,53 mit einer statistischen Unsicherheit für eine einzelne Messung von etwa 15 %.

Das Umlenken des Deuteronenstrahls um 30^o vom T- resp. Li-Target zum D_2-Gastarget liess die Strahlzusammensetzung und somit auch den Polarisationszustand der Deuteronen unverändert, da bereits im Wienfilter [26] die unerwünschten Ionen mit verschiedener spezifischer Ladung aus dem Deuteronenstrahl entfernt wurden. Lediglich die Unsicherheit des Polar- und Azimutwinkels der Quantisierungsachse wurde dabei auf etwa $\pm$ 3^o (FWHM) vergrössert.

Nach dem Arbeitsprinzip der Ionenquelle ist ein systematischer Unterschied zwischen den H_2^+-Anteilen im polarisierten und unpolarisierten Strahl leicht möglich. Da die Targetstrom-Integration auch die H_2^+-Ionen miteinbezog, wurde der Quotient σ_p/σ_o mit dem entsprechenden Ladungsfaktor korrigiert. Dieser Faktor weicht erfahrungsgemäss um einige Prozent von 1 ab.

Eine Korrektur für Depolarisation der Deuteronen infolge Elektronen-Pickup in der Ni-Folie und im Gastarget war nicht nötig, weil die Deuteronengeschwindigkeit und der D_2-Gasdruck im Target genügend gross waren [62].

4.2. Polarisationstransfer

Die Polarisationstransfer-Messungen konnten gleichzeitig für zwei Azimutwinkel der Polarisation (φ_1 und $\varphi_1 + 180^o$) durchgeführt werden. Das durch die Gl.(10) definierte Streuquerschnittsverhältnis $\frac{L}{R}$ wurde für die beiden Azimutwinkel $\varphi_2 = -90^o$ (x'-Komponente der Neutronenpolarisation) und 0^o (y'-Komponente) gemessen.

Wir bezeichnen mit $L^{\pm}$ bzw. $R^{\pm}$ die Anzahl wahrer Koinzidenzen, die von den nach links (L) bzw. rechts (R) gestreuten Neutronen herrühren. Die Zeichen "+" und "-" markieren die beiden Stellungen der Polarisations-Detektoren, die durch eine Drehung von 180^o um die z'-Achse ineinander übergehen. Damit gilt unter der Annahme gleicher Ansprechwahrscheinlichkeiten für L^+ und R^- bzw. L^- und R^+

$$\frac{L}{R} = \sqrt{\frac{L^+}{R^+} \cdot \frac{L^-}{R^-}} \quad . \tag{13}$$

Für jede Detektor-Stellung (+ resp. -) ermittelten wir jeweils zu Beginn eines Messzyklus die Strahlpolarisation. Dann wurden alternierend mit polarisiertem und unpolarisiertem Deuteronenstrahl je viermal die Koinzidenzen der (D,d)-Neutronen gezählt. Abschliessend registrierten wir die zufälligen Koinzidenzen. Jede Einzelmessung dauerte ca. 8 min. Eine typische Koinzidenzrate war etwa 4 min^{-1}. Diese Gruppe von Koinzidenzmessungen wurde drei- bis viermal wiederholt, worauf die Strahlpolarisation wieder kontrolliert wurde. Dieser ganze Messzyklus wurde abwechslungsweise für beide Stellungen der Polarisations-Detektoren je etwa sechsmal wiederholt.

Die relativen Links-Rechts-Asymmetrien $\varepsilon(\vartheta_2, \varphi_2, E_n)$

berechneten wir nach den Gln.(11) und (13) getrennt für die Messungen mit polarisierten und für die mit unpolarisierten Deuteronen. Die Koinzidenzen je zweier aufeinanderfolgender Messzyklen wurden zu Teilresultaten zusammengefasst, die dann entsprechend ihren statistischen Fehlern gewogen gemittelt wurden.

Die sphärischen Parameter für Polarisationstransfer berechneten wir zunächst über den Ausdruck

$$\varepsilon_{pol}(\vartheta_2, \varphi_2, E_n) \frac{\sigma_p(\vartheta_1, \varphi_1)}{\sigma_o(\vartheta_1)} - \varepsilon_{unpol}(\vartheta_2, \varphi_2, E_n)$$

mit

$$\frac{\sigma_p(\vartheta_1, \varphi_1)}{\sigma_o(\vartheta_1)} = \frac{\left[\sqrt{L^+ L^-} + \sqrt{R^+ R^-}\right]_{pol}}{\left[\sqrt{L^+ L^-} + \sqrt{R^+ R^-}\right]_{unpol}} . \qquad (14)$$

Dadurch werden systematische Fehler weitgehend eliminiert.

Ausser für die Messungen des $Im(t'_{11})$ bei 110^o, für die $iT_{00}^{11} \neq 0$ ist, wandten wir noch ein zweites Auswerteverfahren an, das unempfindlicher ist auf elektronisch bedingte Langzeit-Schwankungen: Für jeden einzelnen Messzyklus wurde ein normiertes Links-Rechts-Verhältnis

$$\frac{\left(\frac{L^+}{R^+}\right)_{pol}}{\left(\frac{L^+}{R^+}\right)_{unpol}} \quad \text{resp.} \quad \frac{\left(\frac{L^-}{R^-}\right)_{pol}}{\left(\frac{L^-}{R^-}\right)_{unpol}}$$

gebildet und damit entsprechend Gl.(11) eine relative Asymmetrie $\varepsilon^{\pm}$ berechnet. Der gewogene Mittelwert all dieser

Asymmetrien multiplizierten wir dann mit $\sigma_p(\vartheta_1, \varphi_1) / \sigma_o(\vartheta_1)$.

Die Resultate beider Auswerteverfahren stimmten innerhalb ihrer statistischen Fehler miteinander überein. Ihr arithmetischer Mittelwert wurde der Berechnung der sphärischen Transfer-Parameter T_{kq}^{mn} zugrunde gelegt.

Wie aus den Gln.(5) ersichtlich, können nur T_{10}^{11} und iT_{20}^{11} direkt bestimmt werden. Alle andern sphärischen Parameter können nur aus Kombinationen mehrerer Messungen gewonnen werden. So mussten z.B. durch gleichzeitiges Messen des $Im(t'_{11})$ für $\varphi_1 = 0^o$ und 180^o mit WF-polarisierten Deuteronen unter Ausnutzung der verschiedenen Azimut-Abhängigkeiten zuerst die kleinen Tensoranteile eliminiert werden, bevor die Summe $T_{11}^{11} + T_{1-1}^{11}$ weiter aufgespalten werden konnte. Tabelle 1 enthält die mit dem mittleren Analysatorvermögen des Kohlenstoffs $\overline{A^C}$ multiplizierten sphärischen Transfer-Parameter T_{kq}^{11} bzw. Kombinationen davon, wie sie in den Gln.(5) auftreten. Die Fehlerschranken entsprechen den statistischen Unsicherheiten der Koinzidenzraten.

Bei den Polarisationstransfer-Messungen mit WF-polarisierten Deuteronen monitorierten wir den Strom mehrheitlich mit einem Neutronendetektor, der unter $\vartheta_1 = 0^o$ befestigt war. Es zeigte sich, dass sich Stromschwankungen des Deuteronenstrahls über genügend viele Einzelmessungen herausmitteln. Daher benutzten wir für die Messungen mit SF-polarisierten Deuteronen lediglich noch die Zeit als Richtgrösse und verzichteten auf eine Stromintegration. Fehler der Ladungsbestimmung, wie sie z.B. entstanden, wenn der WF-polarisierte Strahl einen kleinen Tensoranteil enthielt, fallen bei der Bestimmung der Neutronenpolarisation nicht stark ins Gewicht, da sie nur die Untergrund-Subtraktion beeinflussen. Hingegen sind die sphärischen Transfer-Parameter direkt vom Verhältnis der differentiellen Reaktions-

querschnitte $\sigma_p(\vartheta_1, \varphi_1) / \sigma_o(\vartheta_1)$ abhängig und somit empfindlich auf Ladungsschwankungen. Da aus den Koinzidenzraten gemäss Gl.(14) das Verhältnis der Neutronenintensitäten für polarisiert und unpolarisiert einfallende Deuteronen bestimmt werden kann, war eine nachträgliche Kontrolle der Strahlmonitorierung möglich; denn aus den gut bekannten Analysatorvermögen der Reaktion $D(\vec{d},n)^3He$ bei $\overline{E_d}$ = 460 keV [26] können die Querschnittsverhältnisse berechnet werden. Unter Berücksichtigung, dass einerseits die beiden Mess-

Tabelle 1
Die mit dem mittleren Analysatorvermögen des Kohlenstoffs $\overline{A^C}$ multiplizierten sphärischen Parameter für Polarisationstransfer und Linearkombinationen davon. Der Emissionswinkel ϑ_1 bezieht sich auf das Schwerpunktsystem.

	$\vartheta_1 = 90^o$	$\vartheta_1 = 110^o$
$\overline{A^C} \cdot T_{10}^{11}$	-0,083 ± 0,014	-0,036 ± 0,028
$\overline{A^C} \cdot iT_{20}^{11}$	-0,009 ± 0,031	0,017 ± 0,020
$\overline{A^C} \cdot (T_{11}^{11} - T_{1-1}^{11})$	-0,108 ± 0,019	0,014 ± 0,029
$\overline{A^C} \cdot (T_{11}^{11} + T_{1-1}^{11})$	-0,061 ± 0,015	-0,079 ± 0,017
$\overline{A^C} \cdot i\left[T_{20}^{11} - \sqrt{\frac{3}{2}}(T_{22}^{11} + T_{2-2}^{11})\right]$	0,036 ± 0,025	0,016 ± 0,029
$\overline{A^C} \cdot T_{11}^{11}$	-0,085 ± 0,024	-0,033 ± 0,034
$\overline{A^C} \cdot T_{1-1}^{11}$	0,024 ± 0,024	-0,046 ± 0,034
$\overline{A^C} \cdot i(T_{22}^{11} + T_{2-2}^{11})$	-0,037 ± 0,032	0,001 ± 0,029

apparaturen verschieden grosse Raumwinkel zuliessen, und andererseits das publizierte Vektor-Analysatorvermögen mit grosser Wahrscheinlichkeit um einige Prozent zu gross ist [26,32], konnte gute Uebereinstimmung festgestellt werden. Systematische Schwankungen erwiesen sich nach χ^2-Tests als unbedeutend.

Die relativen Asymmetrien für unpolarisierte Deuteronen dienten sowohl als Test auf apparative Asymmetrien als auch zum Vergleich mit Polarisationswerten anderer Autoren. Wegen der Paritätserhaltung darf nur in y'-Richtung eine von Null verschiedene Neutronenpolarisation auftreten (iT_{00}^{11}). Diese muss zudem für $\vartheta_1 = 90^o$ verschwinden [3,4]. Tabelle 2 enthält die relativen Asymmetrien für unpolarisierte Deuteronen. Die Fehlerschranken sind lediglich die statistischen Unsicherheiten. Man sieht, dass die apparative Asymmetrie für beide Polarisationskomponenten mit Null verträglich ist.

Tabelle 2
Die relativen Asymmetrien für unpolarisierte Deuteronen gemittelt über die Detektorvolumina.

$\overline{\varepsilon(\varphi_2)} = \overline{A^C} \cdot \overline{p^n_{\varphi_2}}$	$\vartheta_1 = 90^o$	$\vartheta_1 = 110^o$
$\overline{A^C} \cdot \overline{p^n_x}$,	-0,012 ± 0,011	0,004 ± 0,009
$\overline{A^C} \cdot \overline{p^n_y}$,	-0,004 ± 0,004	0,085 ± 0,006

Es wurde zudem noch ein Test auf solche apparative Asymmetrien durchgeführt, die erst bei Messungen mit polarisier-

tem Strahl auftreten können. Hierzu suchten wir für zwei verschiedene Polarisationszustände im Eingangskanal nach einem Parameter des Polarisationstransfers, der zufolge der Paritätserhaltung Null sein muss. Gemäss den Gln.(3) und (5) dürfte weder für einen reinen WF- noch für einen SF-polarisierten Strahl eine von Null verschiedene x'-Komponente der Neutronenpolarisation ($Re(t'_{11})$) auftreten, wenn der Polar- bzw. Azimutwinkel der Quantisierungsachse $\alpha = 90^o$ bzw. $\varphi_1 = 0^o$ beträgt. Unter dem Reaktionswinkel $\vartheta_1 = 110^o$ bestimmten wir die beiden folgenden Werte für das Produkt

$$\overline{A^C}\,\overline{p_{x'}^n}\,\frac{\sigma_p}{\sigma_o} \quad \text{für} \quad \begin{array}{ll} \text{WF}: & 0{,}016 \pm 0{,}024 \\ \text{SF}: & -0{,}010 \pm 0{,}044 \end{array} .$$

Beide Werte lassen den Schluss zu – wenn auch mit geringerer Genauigkeit als im unpolarisierten Fall – , dass sich keine apparative Asymmetrie spürbar auf die Messungen auswirkt.

4.3. Analysator für Neutronenpolarisation

Für eine mittlere Reaktionsenergie von $\overline{E_d}$ = 460 keV treten bei der $D(d,n)^3He$-Reaktion Neutronenenergien zwischen 2 und 3,5 MeV auf. Es existieren lediglich zwei Spin-0-Kerne, deren Analysatorvermögen in diesem Energiebereich hinreichend bekannt ist und keine zu starke Energieabhängigkeit aufweist: ^4He und ^{12}C. Aus Intensitätsgründen musste Kohlenstoff dem etwas besser bekannten ^4He vorgezogen werden.

Das Analysatorvermögen A^C des ^{12}C zeigt aber nur im Bereich zwischen etwa 2,2 und 2,8 MeV sowohl eine einfache Energieabhängigkeit als auch einen hohen Wert, so dass die

Wahl der Reaktionswinkel eingeschränkt war. Zur Berechnung des Analysatorvermögens wurde der Phasensatz von Wills u.a. [43] benützt. Der von Reynolds u.a. [63] aus coupled-channel-Rechnungen hergeleitete, an zahlreiche experimentelle Daten angepasste Phasensatz für Neutronenenergien von 0 bis 5 MeV stimmt besser mit den Streuphasen von Wills u.a. als den von Meier u.a. [17] überein. Dasselbe gilt bei Rückwärtsstreuwinkeln für die neuen Polarisationsdaten des Energiebereichs oberhalb 3 MeV [64]. Die erst vor kurzem publizierte erste Absolutmessung des Analysatorvermögens von ^{12}C im Energieintervall von 2 bis 5 MeV [65] ist mit einem Laborstreuwinkel von 50^{o} durchgeführt worden und daher für uns nicht brauchbar, weshalb wir auf den alten Satz von Wills u.a. zurückgriffen. Dieser ergibt für Streuwinkel $\vartheta_2 \approx 120^{o}$ ein Analysatorvermögen von $A^C \approx 0{,}8$.

Für die Messungen bei 90^{o} Emissionswinkel mit Neutronenenergien um 2,7 MeV ist das Analysatorvermögen mit einer zusätzlichen Unsicherheit behaftet. Hänsgen und Nitzsche [66] schreiben das mehrfach beobachtete, resonante Verhalten der (D,d)-Neutronenpolarisation für Deuteronenenergien um 100 keV zwei schmalen Niveaus im ^{13}C zu. Damit würde A^C zwischen E_n = 2,65 und 2,73 MeV von fast 100 % auf etwa 50 % abfallen. Die neusten Messungen von Holt u.a. [65] zeigen diesen Abfall jedoch nicht. Wegen der Energiebreite unserer Neutronen von fast 100 keV würde sich ein solcher Effekt, falls er reell ist, mindestens teilweise herausmitteln.

McCormac u.a. [67] publizierten ein Korrekturverfahren, das die endliche Ausdehnung von Streukörper und Neutronendetektor berücksichtigen soll. Es beruht auf einer reinen $\sin(2\vartheta)$-Abhängigkeit von A^C und ist deshalb bei Verwendung des Phasensatzes von Wills u.a. im erwähnten Energiebereich unzulässig. Wir bestimmten deshalb das effektive

Analysatorvermögen $\overline{A^C}$ teils durch Abschätzen der Korrekturen und teils durch eine gewogene graphische Mittelung von A^C über die Neutronenenergie und den Streuwinkel. Die Gewichtsfunktion berücksichtigt das Winkelstraggling in der Ni-Folie, die differentielle Neutronenausbeute für $\overline{E_d}$ = 460 keV, die Abhängigkeit der Streukörpertiefe vom Reaktionswinkel, die Abhängigkeit der elastischen Streuung vom Azimutwinkel und der Neutronenenergie, sowie das ϑ_2-abhängige Ansprechvermögen des Neutronendetektors. Die Mittelung wurde für die Zählerstellung berechnet, für die $\varphi_2 = 0^o$ ist. Auf eine Korrektur für die Messungen des $Re(t'_{11})$, d.h. für $\varphi_2 = -90^o$, wurde verzichtet, weil sie viel kleiner als die Ungenauigkeit von fast 20 % des Mittelungsverfahrens wäre. Wie schon früher erwähnt, war eine Korrektur wegen Mehrfachstreuung überflüssig.

Die Mittelung ergab für die effektiven Analysatorvermögen $\overline{A^C}$ eine Reduktion um rund 5 % gegenüber den ungemittelten Werten $A^C(\vartheta_2 = 117^o)$ mit E_n = 2,67 MeV ($\vartheta_1 = 90^o$) resp. E_n = 2,41 MeV ($\vartheta_1 = 110^o$):

Für $\vartheta_1 = 90^o$ ist $\overline{A^C} = 0{,}75 \pm 0{,}007$,

für $\vartheta_1 = 110^o$ ist $\overline{A^C} = 0{,}72 \pm 0{,}007$.

In den folgenden Rechnungen wurde auf eine Berücksichtigung dieser Fehlerschranken verzichtet, da eine weitaus grössere Unsicherheit vom Streuphasensatz herrührt.

5. Ergebnisse und Diskussion

5.1. Messungen mit unpolarisierten Deuteronen

Die Polarisationsmessungen mit unpolarisierten Deuteronen bei $\vartheta_1 = 110^o$ ermöglichen einen Vergleich mit Messungen anderer Autoren. Der Quotient aus der relativen Asymmetrie für $\varphi_2 = 0^o$ von Tabelle 2 und dem Mittelwert des Analysatorvermögens $\overline{A^C}(\vartheta_1 = 110^o)$ ergibt die mittlere Neutronenpolarisation

$$\overline{p_{y'}^n} = (11,8 \pm 0,8) \% .$$

Unter der Annahme einer reinen $\sin(2\vartheta)$-Abhängigkeit des Produktes $\sigma_o(\vartheta) \cdot p_{y'}^n(\vartheta)$ für die $D(d,\vec{n})^3He$-Reaktion [19,25, 68,69], liefert eine gewogene Mittelung der Neutronenpolarisation über die relevanten Reaktionswinkel den folgenden Zusammenhang zwischen der gemittelten und der maximalen ungemittelten Neutronenpolarisation:

$$\overline{p_{y'}^n} = -(0,84 \pm 0,02) \cdot p_{y'}^n(\vartheta_1^{lab} = 51^o) .$$

Die resultierende, nicht gemittelte Neutronenpolarisation

$$p_{y'}^n(\vartheta_1^{lab} = 51^o) = -(14,1 \pm 1,0) \%$$

$$\text{für } \overline{E_d} = 460 \text{ keV}$$

eignet sich nun für den erwähnten Vergleich mit andern Messungen.

Für 840 keV mittlerer Deuteronenenergie berechneten wir mit

$$\overline{p_{y'}^n} = (12,6 \pm 1,1) \% \text{ und } \overline{A^C} = 0,73$$

den Polarisationswert

$$p_{y'}^n(\vartheta_1^{lab} = 51^o) = -(15,2 \pm 1,4) \%.$$

In Figur 6 sind beide Resultate zusammen mit vergleichbaren Polarisationswerten anderer Autoren eingezeichnet [7]. Levintov u.a. [70], Steuer u.a. [71] und Behof u.a. [22] benutzten ein dickes Target. Ihre Messpunkte sind daher bei der jeweiligen Einschussenergie eingetragen. Da p_y^n, nur wenig von der Deuteronenenergie abhängt, ist eine genaue Kenntnis der mittleren Reaktionsenergie von geringer Bedeutung. Ausser in den Experimenten von Meier u.a. [17], Steuer u.a. [71] und Gorlov u.a. [72] wurde die Polarisation durch elastische Streuung an ^{4}He analysiert.

Die starke Streuung der Polarisationswerte weist eindrücklich auf die Schwierigkeiten hin, die mit einer Messung der Neutronenpolarisation verbunden sind. Sieht man vom Messpunkt bei 530 keV ab [25], so darf von guter Uebereinstimmung zwischen unsern und den übrigen Messwerten gesprochen werden, womit die Tauglichkeit unserer Apparatur erwiesen und die Verwendung der Wills'schen Streuphasen gerechtfertigt ist.

5.2. Sphärische Parameter für Polarisationstransfer

In Tabelle 3 sind die mit der auf 4π normierten Winkelverteilung $W_o = \sigma_o(\vartheta_1)/a_{00}^{00}(0)$ [14] multiplizierten sphärischen Polarisationstransfer-Parameter und Kombinationen davon zusammengestellt. Die Fehlerschranken entsprechen den statistischen Unsicherheiten der Koinzidenzraten. Nicht berücksichtigt sind mögliche systematische Fehler, die von der Strahlpolarisation und dem Analysatorvermögen des Kohlenstoffs herrühren (vgl. entsprechende Bemerkungen in den frühern Kapiteln).

---

[7]) Vgl. den zusammenfassenden Artikel von R.L. Walter in Ref. [13] S. 317.

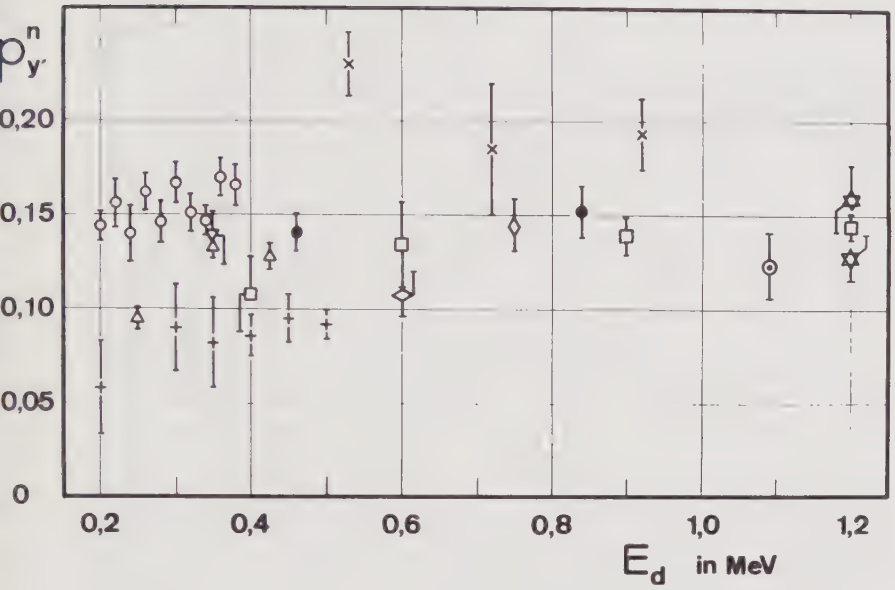

Fig. 6
Vergleich unserer beiden Neutronenpolarisationswerte für unpolarisierte Deuteronen mit Messungen anderer Autoren bei Emissionswinkeln um $\vartheta_1^{lab} = 50^\circ$. Die bei der D(d,n)^{3}He-Reaktion auftretende Neutronenpolarisation ist in Abhängigkeit von der Deuteronenenergie aufgetragen. Die Polarisation der mit "*" markierten Referenzen wurde mit dickem Target gemessen und ist bei der Einschussenergie, die übrigen Werte bei der mittleren Reaktionsenergie, eingezeichnet: ● unser Experiment (51°), ◇ Meier [17] (50°), □ Levintov [70]*(49°), + Pasma [18] (47°), ◊ Steuer [71]*(53° c.m. $\approx 44^\circ$ lab), △ Boersma [19] (60° c.m. $\approx 52^\circ$ lab), ▽ Mulder [20] ($46{,}5^\circ$), ✡ Gorlov [72] (37°), ○ Behof [22]* (47°), × Röding [25] (40°), ⊙ Drigo [69] (55°).

Tabelle 3
Produkte aus der auf 4π normierten Winkelverteilung und den auf das Laborsystem bezogenen Parametern für Polarisationstransfer.

	$\vartheta_1 = 90^o$	$\vartheta_1 = 110^o$
$W_o \cdot T_{10}^{11}$	-0,070 ± 0,012	-0,037 ± 0,029
$W_o \cdot T_{11}^{11}$	-0,072 ± 0,021	-0,033 ± 0,035
$W_o \cdot T_{1-1}^{11}$	0,020 ± 0,021	-0,048 ± 0,035
$W_o \cdot iT_{20}^{11}$	-0,008 ± 0,026	0,017 ± 0,021
$W_o \cdot (T_{11}^{11} + T_{1-1}^{11})$	-0,051 ± 0,013	-0,082 ± 0,018
$W_o \cdot (T_{11}^{11} - T_{1-1}^{11})$	-0,092 ± 0,016	0,014 ± 0,030
$W_o \cdot i(T_{22}^{11} + T_{2-2}^{11})$	-0,031 ± 0,027	0,001 ± 0,030

Wie man sieht, rühren die grössten Polarisationstransfereffekte von der Vektorpolarisation der Deuteronen her. Kein Beitrag ist aber grösser als 20 % des maximal möglichen. Für die beiden gemessenen Tensoreffekte sind die Resultate mit Null verträglich.

Zur Veranschaulichung sei noch für beide kartesischen Komponenten der Neutronenpolarisation der grösste Wert angegeben, der bei Verwendung eines 100-%ig WF-polarisierten Deuteronenstrahls ($p^* = \sqrt{\frac{2}{3}} \cdot t_{10}^* = \frac{2}{3}$ und $p_{33}^* = \sqrt{2} \cdot t_{20}^* = 0$) auftritt:

-Die y'-Komponente erreicht bei $\vartheta_1 = 110^o$ für transversal polarisierte Deuteronen mit einem Azimutwinkel $\varphi_1 = 180^o$ den recht beträchtlichen Wert

$$\overline{p_{y'}^{n}} = (28,9 \pm 2,9) \%.$$

Dabei rührt mehr als die Hälfte vom Produkt $\frac{\sigma_o}{\sigma_p} \cdot iT_{00}^{11}$ her, mit $\sigma_o/\sigma_p = 1,39$ [26]. Der eigentliche Polarisationstransfer-Anteil beträgt lediglich 12,6 %.

-Nur wenig grösser als dieser ist die maximale Neutronenpolarisation in x'-Richtung, wozu ja der Summand iT_{00}^{11} nichts beitragen kann (vgl. Gl.(5a)). Sie entsteht für longitudinal vektorpolarisierte Deuteronen (Polarwinkel $\alpha = 0^o$) bei $\vartheta_1 = 90^o$ und wird

$$\overline{p_{x'}^{n}} = (12,7 \pm 2,1) \%.$$

Dabei ist hervorzuheben, dass in beiden Fällen die Polarisationsrichtung der Neutronen im Ausgangskanal gegenüber derjenigen der Deuteronen im Eingangskanal entgegengesetzt gerichtet ist. Diese Tatsache weist ebenfalls darauf hin, dass auch solche Reaktionskanäle offen stehen, die durch eine Aenderung des Kanalspins charakterisiert sind. Es ist schon von Messungen des Vektor-Analysatorvermögens beider Spiegelbildreaktionen $D(\vec{d},n)^3He$ und $D(\vec{d},p)T$ bekannt, dass Triplett-Singulett-Uebergänge des Kanalspins mit relativ grosser Wahrscheinlichkeit auftreten [73,74,26,29,31]. Ebenso müssen Quintett-Triplett-Uebergänge in Betracht gezogen werden [8].

Sowohl das Auftreten von Spin-flip-Mechanismen als auch die geringe Grösse der Neutronenpolarisation stehen in klarem Gegensatz zu andern Messungen [35,36], die bei höhern Deuteronenenergien für einen Reaktionswinkel von 0^o durchgeführt wurden.

Messungen der Tensorpolarisationsempfindlichkeiten, wie sie für die Spiegelbildreaktion $D(\vec{d},p)T$ unterhalb

500 keV durchgeführt wurden [31-33], wiesen bereits auf die Möglichkeit einer ausgeprägten Energieabhängigkeit der sphärischen Parameter hin. Eine zusätzliche Messung mit transversal vektorpolarisierten Deuteronen bei $\overline{E_d}$ = 840 keV bekräftigte diese Vermutung. Die Summe $T_{11}^{11} + T_{1-1}^{11}$ für 110° Reaktionswinkel ändert nämlich von -0,110 ± 0,024 bei 460 keV zu 0,023 ± 0,027 bei 840 keV.

Innerhalb der statistischen Unsicherheit von ca. 12 % unverändert blieb hingegen das Vektor-Analysatorvermögen iT_{11}, das ebenfalls aus unsern Messungen hervorgeht. Der Wert von 0,23 für ϑ_1 = 110° und $\overline{E_d}$ = 840 keV stimmt mit bisher publizierten Werten für iT_{11} bis hinauf zu Deuteronenenergien von mehreren MeV gut überein [26,75,76,77].

Da wir die longitudinale Polarisationskomponente der Neutronen nicht messen konnten, ist es nach Gl.(7) nicht möglich, alle für eine Parametrisierung der Reaktion nach den Uebergangsamplituden gemäss den Gln.(8)&(9) benötigten, auf das Schwerpunktsystem bezogenen Transferparameter zu bestimmen. Lediglich diejenigen, die im Ausdruck von $Im(t'_{11})$ der Gl.(5b) auftreten, sind identisch für Labor- und Schwerpunktsystem. Dagegen enthalten z.B. die Linearkombinationen für die Polarisationstransferparameter $\left[T_{1q}^{11}\right]_{c.m.}$ den unbekannten Term $\frac{1}{\sqrt{2}} \sin(\vartheta_1 - \vartheta_1^{lab}) \cdot T_{1q}^{10}$, wobei der Koeffizient von T_{1q}^{10} für die von uns gewählten Winkel 0,10 beträgt. Unter der nicht verifizierbaren Annahme, dass diese 10 % von T_{1q}^{10} keinen entscheidenden Anteil zu den Vektorbeiträgen liefern, versuchten wir eine erste Parametrisierung vorzunehmen. Wir berücksichtigten dazu die 16 Uebergangsamplituden, die sich bei Beschränkung auf $\ell \leqslant 2$ und $\ell' \leqslant 3$ ergeben. Wegen der Identität der beiden Bosonen im Eingangskanal muss $(-1)^{\ell} = (-1)^{s}$ gelten.

Die Erhaltung der Parität verlangt zudem $(-1)^{\ell} = (-1)^{\ell'}$.

Die Analyse wurde nur unter dem Gesichtspunkt der drei auffälligsten Merkmale der sphärischen Parameter durchgeführt. Dies sind der eindeutig negative Wert von $T_{10}^{11}(90^{o})$, die unterschiedlichen Grössen der beiden andern Vektorbeiträge $T_{1\pm1}^{11}$ bei 90^{o} sowie der Vorzeichenwechsel von T_{1-1}^{11} zwischen 90^{o} und 110^{o}.

Es lässt sich zeigen, dass mit der Beschränkung auf Entwicklungsterme der Ordnung $L \leqslant 2$, wie sie sich zufolge der geringen Anzahl Reaktionswinkel aufdrängt, mindestens drei verschiedene Interferenzterme $M_{\mu}M_{\nu}^{*}$ von Uebergangsamplituden benötigt werden, um die gemessenen sphärischen Parameter wiedergeben zu können. Damit ist aber eine Analyse der Polarisationstransfer-Reaktion $D(\vec{d},\vec{n})^{3}He$ für $\overline{E_{d}} = 460$ keV – auch mit bekanntem T_{1q}^{10} – ohne genauere Kenntnis der Winkelabhängigkeiten nicht möglich. Wir müssen uns deshalb auf die beiden Aussagen beschränken, dass für unsere kinematischen Daten die Vektorbeiträge einen Hinweis auf das Vorhandensein von Spin-flip-Prozessen geben, und dass die Tensoreffekte mit Null verträglich sind. Die von andern Autoren hervorgehobene Eigenschaft der $D(\vec{d},\vec{n})^{3}He$-Reaktion, die z.Z. beste Quelle für schnelle polarisierte Neutronen zu sein, bleibt somit auf Deuteronenenergien oberhalb einiger MeV beschränkt.

Polarisationstransfer-Experimente bei tiefern Energien, im Wirkungsbereich der viel diskutierten "Schwellenresonanz" für (d + d)-Clusterbildung [8,78,79], sind zur Zeit vor allem aus Intensitätsgründen, und weil das Resonanz-Matrixelement des vermuteten 2^{+}-Niveaus keinen direkten Einfluss auf den Polarisationstransfer haben kann, nicht vordringlich. Für weitere Untersuchungen der

$D(d,n)^3He$-Reaktion wäre es wünschenswert, mehr Information über die Winkelabhängigkeiten der Transferparameter inkl. der experimentell schwierig zu bestimmenden Grössen T^{10}_{kq} bei der von uns und von Schieck u.a.[26] gewählten mittleren Reaktionsenergie zu haben, damit eine konsistente Analyse möglich wird.

Literaturverzeichnis

[1] E.J.Konopinski und E.Teller, Phys.Rev. 73 (1948) 822

[2] F.M.Beiduk, J.R.Pruett und E.J.Konopinski, Phys.Rev. 77 (1950) 622
J.R.Pruett, F.M.Beiduk und E.J.Konopinski, Phys.Rev. 77 (1950) 628

[3] R.J.Blin-Stoyle, Proc.Phys.Soc. A64 (1951) 700 und A65 (1952) 949

[4] M.Fierz, Helv.Phys.Acta 25 (1952) 629

[5] R.J.Rook und L.J.B.Goldfarb, Nucl.Phys. 27 (1961) 79

[6] D.U.L.Yu, Progr.Theor.Phys. 36 (1966) 734

[7] L.J.B.Goldfarb und H.E.Reed, Phys.Lett. 27B (1968) 140

[8] D.Fick, Z.Phys. 221 (1969) 451

[9] H.J.Boersma, Nucl.Phys. A135 (1969) 609

[10] J.C.Duder, H.F.Glavish und R.Ratcliff, in Ref.[13] S. 459

[11] W.E.Meyerhof und T.A.Tombrello, Nucl.Phys. A109 (1968) 1

[12] J.S.C.McKee, in Ref.[13] S. 73

[13] Proceedings of the 3rd International Symposium on Polarization Phenomena in Nuclear Reactions, Madison, Wisconsin, 1970 (Univ. of Wisconsin Press, Madison, 1971)

[14] J.C.Fuller, W.E.Dance und D.C.Ralph, Phys.Rev. 108 (1957) 91

[15] R.B.Theus, W.I.McGarry und L.A.Beach, Nucl.Phys. 80 (1966) 273

[16] R.E.Pixley, F.Mann und H.F.Glavish, Nucl.Phys. A160 (1971) 222

[17] R.W.Meier, P.Scherrer und G.Trumpy, Helv.Phys.Acta 27 (1954) 577

[18] P.J.Pasma, Nucl.Phys. 6 (1958) 141

[19] H.J.Boersma, C.C.Jonker, J.G.Nijenhuis und P.J.van Hall, Nucl.Phys. 46 (1963) 660

[20] J.P.F.Mulder, Phys.Lett. 23 (1966) 589

[21] W.G.Stoppenhagen und R.W.Finlay, Bull.Am.Phys.Soc. 13 (1968) 873

[22] A.F.Behof, T.H.May und W.I.McGarry, Nucl.Phys. A108 (1968) 250

[23] H.Prade und J.Csikai, Nucl.Phys. A123 (1969) 365

[24] K.Thomas und A.Hofmann, Z.Phys. 217 (1968) 128

[25] P.Röding und H.Schölermann, Nucl.Phys. A125 (1969) 585

[26] H.Paetz gen. Schieck, P.Huber, Cl.Petitjean, H.Rudin und H.R.Striebel, Helv.Phys.Acta 40 (1967) 414

[27] D.W.Werren, Polarizationmeasurement of the D-D-Protons, Dissertation, Groningen (1968)

[28] A.Stricker, E.Baumgartner, D.Ellgehausen, R.Gleyvod und P.Huber, Helv.Phys.Acta 44 (1971) 279

[29] Cl.Petitjean, P.Huber, H.Paetz gen.Schieck und H.R.Striebel, Helv.Phys.Acta 40 (1967) 401

[30] F.A.Gückel, H.W.Franz und D.Fick, Z.Phys. 214 (1968) 321

[31] H.W.Franz und D.Fick, Nucl.Phys. A122 (1968) 591

[32] K.Jeltsch, P.Huber, A.Janett und H.R.Striebel, Helv. Phys.Acta 43 (1970) 279

[33] B.P.Ad'yasevich, V.G.Antonenko und D.E.Fomenko, Sov. J.Nucl.Phys. 11 (1970) 411

[34] A.Janett, P.Huber, U.v.Möllendorff und H.R.Striebel, Helv.Phys.Acta 43 (1970) 438

[35] J.E.Simmons, W.B.Broste, G.P.Lawrence und G.G.Ohlsen, in Ref.[13] S. 469

[36] C.O.Blyth, P.B.Dunscombe, J.S.C.McKee und C.Pope, Phys. Lett. 33B (1970) 211 und in Ref.[13] S. 472

[37] M.Simonius, in Ref.[13] S. 401

[38] F.Seiler und E.Baumgartner, Nucl.Phys. A153 (1970) 193 und in Ref.[13] S. 518

[39] F.Seiler, E.Baumgartner, W.Haeberli, P.Huber und H.R. Striebel, Helv.Phys.Acta 35 (1962) 385

[40] M.D.Goldberg und J.M.Le Blanc, Phys.Rev. 119 (1960) 1992

[41] M.F.Steuer und B.E.Wenzel, Nucl.Instr.Meth. 33 (1965) S. 131

[42] B.E.Wenzel und M.F.Steuer, Phys.Rev. 137 (1965) B80

[43] J.E.Wills, Jr., J.K.Bair, H.O.Cohn und H.B.Willard, Phys.Rev. 109 (1958) 891

[44] W.Lakin, Phys.Rev. 98 (1955) 139

[45] M.E.Rose, Elem. Theory of Angular Momentum (J.Wiley & Sons, New York, 1957)

[46] H.Rudin, H.R.Striebel, E.Baumgartner, L.Brown und P.Huber, Helv.Phys.Acta 34 (1961) 58

[47] Nucl.Phys. 21 (1960) 696

[48] T.A.Welton, Fast Neutron Physics, vol. II, chap. V.F. (Interscience, New York, 1963)

[49] S.E.Darden, in Ref.[13] S. 39

[50] G.R.Satchler, Oak Ridge Nat. Lab. Report, ORNL-2861 (1960)

[51] H.Grunder, R.Gleyvod, G.Lietz, G.Morgan, H.Rudin, F.Seiler und A.Stricker, Helv.Phys.Acta 44 (1971) 662

[52] W.Whaling, Hdb. d. Phys. Bd. 34 (Springer, Berlin, 1958)

[53] U.v.Möllendorff, Diss. Univ. Basel (1971), wird demnächst in Nucl.Phys. erscheinen

[54] S.M.Rizvi, P.Huber, F.Seiler und H.R.Striebel, Helv. Phys.Acta 44 (1971), im Druck

[55] G.A.Grin, C.Joseph, B.Vaucher, J.-C.Alder, J.-F.Loude und A.Henchoz, Helv.Phys.Acta 38 (1965) S. 666

[56] R.Batchelor, W.B.Gilboy, J.B.Parker und J.H.Towle, Nucl.Instr.Meth. 13 (1961) 70

[57] A.Whetestone und S.Kounosu, Rev.Sci.Instr. 33 (1962) S. 423

[58] S.Gorodetzky, A.Muser, J.Zen und R.Armbruster, Nucl. Instr.Meth. 17 (1962) 353

[59] W.A.Gibson, Rev.Sci.Instr. 37 (1966) 631

[60] R.Neff, P.Huber, H.P.Nägele, H.Rudin und F.Seiler, Helv.Phys.Acta 44 (1971) 679

[61] G.G.Ohlsen, J.L.McKibben und G.P.Lawrence, in Ref.[13] S. 503

[62] W.W.Lindstrom, R.Garrett und U.v.Möllendorff, Nucl. Instr.Meth. 93 (1971) 385

[63] J.T.Reynolds, C.J.Slavik, C.R.Lubitz und N.C.Francis, Phys.Rev. 176 (1968) 1213

[64] J.L.Weil und W.Galati, in Ref.[13] S. 609

[65] R.J.Holt, F.W.K.Firk, R.Nath und H.L.Schultz, Phys.Rev. Lett. 28 (1972) 114

[66] H.Hänsgen und M.Nitzsche, Nucl.Phys. A165 (1971) 401

[67] B.M.McCormac, M.F.Steuer, C.D.Bond und F.L.Hereford, Phys.Rev. 104 (1956) 718

[68] F.O.Purser, G.L.Morgan und R.L.Walter, Proc. 2nd Int. Symp. on Pol. Phen. of Nucl., Karlsruhe (Birkhäuser, Basel, 1966), S. 514

[69] L.Drigo, C.Manduchi, G.Moschini, M.T.Russo Manduchi, G.Torniellì und G.Zannoni, Lett.Nuovo Cim. 1 (1969) 237

[70] I.I.Levintov, A.V.Miller, E.Z.Tarumov und V.N.Shamshev, Nucl.Phys. 3 (1957) 237

[71] M.F.Steuer, W.P.Bucher und F.L.Hereford, Congr.Int.Phys. Nucl.,1958, S. 545 (Dunod, Paris, 1959)

[72] G.V.Gorlov, N.S.Lebedeva und V.M.Morozov, Sov.J.Nucl. Phys. 4 (1967) 519 und 8 (1969) 630

[73] D.Fick, R.Fleischmann und G.Graw, Proc. 2nd Int. Symp. on Pol. Phen. of Nucl., Karlsruhe (Birkhäuser, Basel, 1966), S. 359

[74] H.A.Christ und L.Brown, Nucl.Phys. 79 (1966) 473

[75] E.M.Bernstein, G.G.Ohlsen, V.S.Starkovich und W.G.Simon, Nucl.Phys. A126 (1969) 641

[76] C.O.Blyth, P.B.Dunscombe, J.S.C.McKee und C.Pope, in Ref.[13] S. 467

[77] W.Grüebler, V.König, P.A.Schmelzbach, R.Risler und R.E.White, private Mitteilung

[78] H.H.Hackenbroich und T.H.Seligman, wird publiziert

[79] T.R.Donoghue, H.Paetz gen. Schieck, C.E.Busch, J.A. Keane, R.M.Prior und K.W.Corrigan, in Ref.[13] S. 489

[80] R.D.McCulloch, H.W.Graben, S.T.Thornton und H.B.Willard, Oak Ridge Nat. Lab. Report, ORNL-4125 (1967)

[81] D.M.Brink und G.R.Satchler, Angular Momentum (Oxford University Press, Oxford, 1962)

Die vorliegende Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Universität Basel durchgeführt. Dem verstorbenen Vorsteher des Instituts, Herrn Prof. Dr. P. Huber, bin ich für seine wohlwollende Förderung sehr dankbar. Den Herren Prof. Dr. H.R. Striebel, PD Dr. F. Seiler und Dr. U. von Möllendorff danke ich für viele wertvolle Anregungen und Diskussionen. Für hilfsbereite Mitarbeit bei den Messungen spreche ich Herrn Dr. R. Neff und den Herren dipl. Phys. W. Dey, M. Glor und M. Roth meinen herzlichen Dank aus.

Besonderer Dank gebührt den Herren F. Abt und P. Schmid des Elektroniklabors für den Bau der schnellen Elektronik sowie den Herren der mechanischen Werkstatt für die Ausführung verschiedener Einrichtungen.

Die Arbeit wurde finanziell vom Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung unterstützt.

Curriculum vitae

Am 8. August 1940 wurde ich, Albin Josef Janett, heimatberechtigt in Basel und Salouf, Kanton Graubünden, als Sohn des Georg Janett und seiner Ehefrau Maria, geborene Berger, in Basel geboren.

Nach dem Besuch der Primarschule trat ich 1951 in das Realgymnasium ein, wo ich im Frühjahr 1960 die Maturitätsprüfung bestand. Seit dem Sommersemester des gleichen Jahres bin ich an der Universität Basel immatrikuliert. Hier habe ich 1962 das Nebenfach-Examen in Astronomie und im folgenden Jahr die Vor-Diplomprüfung in den Fächern Experimentalphysik und Mathematik abgelegt. Das Diplom in Experimentalphysik mit den Nebenfächern Mathematik und theoretische Physik erhielt ich 1965. Seitdem bin ich mit der vorliegender Arbeit aus dem Gebiet der Kernphysik unter der Leitung von Herrn Prof. Dr. H.R. Striebel beschäftigt. Daneben habe ich mich auch als Assistent im Unterricht betätigt.

Für meine wissenschaftliche Ausbildung danke ich den folgenden Herren Professoren und Dozenten:
K. Alder, E. Baldinger†, E. Baumgartner, W. Becker, S.E. Darden, P. Diehl, M. Eichler, W. Haeberli, H. Huber, P. Huber†, E. Miescher, H. Rudin, F. Seiler, P. Scherrer†, H.R. Striebel, R. Wagner und I. Zschokke-Gränacher.